フライス切削の基礎的研究 (第1報)

——切れ刃エンゲイジにおける過渡的切削状態について (その1)——

臼井 英治* 菊地 千之** 岸上 祐敏*

Fundamental Study on Milling (Part 1)

——Non-steady state of cutting in tool engagement——

Eiji USUI, Kazuyuki KIKUCHI, Suketoshi KISHIGAMI,

The theory of plasticity applied to the non-steady plastic flow produced by a cutting edge which is engaged parallel to the side of a workpiece is proposed. The theory is verified to be in good agreement with the experimental results in slow speed machining.

The friction characteristics and the coefficient of friction on the rake face in slow speed machining is discussed in conjunction with the slip line construction of the plastic field within the chip.

The plastic deformation in discontinuous chip formation appears to be analogous to the non-steady flow in the edge engaging.

1. ま え が き

フライス切削の研究は近年工具摩耗の面で断続切削に伴う熱き裂などの重要な事実が見出され著しい進歩を示している。しかし切削機構そのものに関しては従来切れ刃軌道に関して単純な幾何学的計算がなされたのみで、本質的解析はほとんど行なわれていないように思われる。フライス切削の特質は連続的に変化する切削厚さと切れ刃エンゲイジ問題を含んだ断続切削過程にあると思われるが、本研究はこの2点を中心として主として切削機構の面からの開明を行なおうとするものである。

切れ刃エンゲイジ問題といつても切削温度の過渡状態をも含んだ一般のエンゲイジ問題は到底手におえないが切削温度のほとんど問題にならない極低速における特定の場合ならば非定常塑性流れの問題として解析的にかなり良く解くことができる。本報告ではこのような場合についての塑性学的解析と実験結果およびこれに伴う二、三の問題について述べる。なお切れ刃エンゲイジにおける過渡状態についてくさび押込みの擬似定常流れに対する R. Hill¹⁾ の解を利用した奥島および人見²⁾ の解析が報告されているが、著者の解はこれと全く相違すると考えられるので報告するものである。

2. 過渡状態の塑性学的解析

工具すくい面と被削材端面が平行でない一般のエンゲ

イジ問題はきわめて複雑で解き得ないから Fig. 1(a) に示すごとく工具すくい面に平行に仕上げられた被削材端面に工具がエンゲイジする場合を考える。また被削材の上面が切削速度ベクトルと平行(切削厚さが変化しない)な場合を最初に考える。切削におけるひずみは弾性ひずみに比べはるかに大きいから弾性および弾塑性の状態を省略して剛塑性体として扱うと最初に生ずるすべり線場は同図(a)のごとくになると考えられる。同図における領域[Ⅲ]および[Ⅰ]は直線すべり線場であり、領域[Ⅱ]は領域[Ⅲ]および[Ⅰ]を結ぶ第1すべり線の有心扇形である。なおこのすべり線場は M.C. Shaw³⁾ によつて最初に提案された。このすべり線場の塑性学的性質の詳細については先に報告⁴⁾ したので省略するが、領域[Ⅲ]のすべり線速度の場は次式であたえられる。

$$\left. \begin{aligned} \text{第1すべり線: } u &= U_0 \sin(\theta + \eta + \alpha) \\ \text{第2すべり線: } v &= -U_0 \cos(\theta + \eta + \alpha) + U_0 \cdot \left. \begin{aligned} &\cos(\eta + \alpha) + U_0 \sin(\eta + \alpha) \tan \eta \end{aligned} \right\} (1) \end{aligned} \right.$$

ただし u, v はおのおの第1および第2すべり線方向の質点速度成分、 U_0 は切削速度、 θ は扇形角、 η は領域[Ⅰ]の第1すべり線とすくい面のなす角、 α は工具すくい角である。式(1)より明らかなごとく領域[Ⅲ]内の質点の移動速度ベクトル $V = \sqrt{u^2 + v^2}$ (Fig. 1(a)) は扇形角 θ が零でないかぎりすくい面と交錯する。したがつて Fig. 1(a) の状態より切削が進行すれば切りくずはすくい面に衝突して刃面切りくず接触長さは増大する。そしてこれに応じて Fig. 1(b) のごとく θ の減少、 η の増大が生じ、次第に $\theta = 0$ の定常状態に近づくものと考え

* 正会員 北海道大学工学部

** 正会員 室蘭工業大学

られる。いま Fig.1 (b) に示したごとく切りくずの境界はすくい面近傍では常に被削材上面に平行に保たれるとすれば、刃面切りくず接触長さの増加速度はベクトル V のすくい面平行成分（一方の成分は被削材上面に平行）に等しいから(1)を用いて次式で与えられる。

$$\frac{dl}{dt} = U_o \frac{\sin(\theta + \eta + \alpha)}{\cos \eta} \quad (2)$$

ただし l は刃面切りくず接触長さである。

さてフライス切削においては切削厚さ（切込み）は連続的に増大（up-cut）または減少（down-cut）する。この切込み変化の状態は切削条件によつて変わるわけであるが、この報告ではこれらの最も単純化された場合として Fig.1(c) および (d) に示すごとく切込みが直線的に変化する場合を考慮してみる。この場合には切削速度ベクトル U_o を同図に示すごとく被削材上面に平行な成分 U_1 と垂直な成分 U_2 にわけて考えるのが便利である。ベクトル U_2 は R. Hill¹⁾ により解析されたくさび押込みの擬定常流れにおけると同様に塑性場の単なる相似的ぼう張あるいは縮小のみに寄与し、すべり線場の構成に変化を与えないと考えられる。したがって一般の場合として Fig.1(c) をとれば同図の切削過程は U_2 に比例した場のぼう張を伴いながら、すくい角 $\alpha - \delta$ の工具が U_1 方向に切削を行なっている場合として扱うことができる。この場合接触長さの増加速度は式(2)に U_2 に比例する部分を付加して次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{dl}{dt} &= U_1 \frac{\sin(\theta + \eta + \alpha - \delta)}{\cos \eta} + \frac{l}{d^*} U_2 \\ &= U_o \frac{\cos \delta}{\cos \eta} \sin(\theta + \eta + \alpha - \delta) + U_o \frac{l}{d^*} \sin \delta \end{aligned} \quad (3)$$

ただし δ は被削材上面の傾斜角、 d^* は Fig.1(c) および (d) に示すごとく被削材上面に垂直方向に測つた切込みである。

また切始めに限らず Fig.1(b) のごとき変形過程でもすべり線場の幾何学的関係として次式が成立する。

Fig.1 Slip line fields at beginning stage of tool engaging.

$$\begin{aligned} d^*/l &= \cos \eta \{ \sin(\theta + \eta + \alpha - \delta) - \cos(\theta + \eta + \alpha - \delta) \} \\ &\quad + \cos(\alpha - \delta) \end{aligned} \quad (4)$$

つぎに工具すくい面の摩擦特性として M.C. Shaw²⁾ の提案した法則を用いると、

$$\tau_t = \tau_o (1 - e^{-k\sigma_t}) \quad (5)$$

ただし τ_t, σ_t はおのおのすくい面摩擦応力および垂直応力、 τ_o は被削材最大せん断応力、 k は特性定数である。上式は過渡状態の変形過程中つねに成立するとすればすべり線場の性質⁴⁾ から任意の変形段階に対してつぎのごとく書ける。

$$\tau_o \cos 2\eta = \tau_o \{ 1 - e^{-k\tau_o (1 + 2\theta + \sin 2\eta)} \} \quad (6)$$

一方 Fig.1 の切始めにおける θ, η をおのおの θ_o, η_o と書けば

$$\theta_o = \frac{\pi}{4} - \eta_o - \alpha + \delta \quad (7)$$

式(7)を式(6)に代入すれば

$$\tau_o \cos 2\eta_o = \tau_o \{ 1 - e^{-k\tau_o (1 + \frac{\pi}{2} - 2\eta_o + 2\delta - 2\alpha + \sin 2\eta_o)} \} \quad (8)$$

したがって式(6)と式(8)を連立すれば

$$\theta = -\frac{1}{2}(1 + \sin 2\eta) + \frac{1 + \frac{\pi}{2} - 2\eta_0 + 2\delta - 2\alpha + \sin 2\eta_0}{2 \log(1 - \cos 2\eta_0)} \cdot \log(1 - \cos 2\eta) \quad (9)$$

また d^* は U_2 に比例して増大するから、 l_0 を切始めの刃面切りくず接触長さとするれば

$$d^* = l_0 \cos(\alpha - \delta) + (U_0 \sin \delta) t \quad (10)$$

いま式(4)および式(9)を連立して用いれば θ および η はともに d^*/l および η_0 の関数として求められる。すなわち

$$\left. \begin{aligned} \theta &= f(d^*/l, \eta_0) \\ \eta &= g(d^*/l, \eta_0) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

つぎに式(11)を式(3)に代入すれば $\frac{dt}{dl}$ は d^*/l および η_0 の関数として求められる。すなわち

$$\frac{dt}{dl} = F(d^*/l, \eta_0) \quad (12)$$

また式(10)を式(12)に代入すれば

$$\frac{dt}{dl} = F\left(\frac{l_0 \cos(\alpha - \delta) + t U_0 \sin \delta}{l}, \eta_0\right) \quad (13)$$

この微分方程式は同次型の変形であるからこれを解けば

$$l = l_0 e^{\int_{(d^*/l)t=0}^{d^*/l} \frac{d(d^*/l)}{U_0 \sin \delta F(d^*/l, \eta_0) - d^*/l}} \quad (14)$$

式(14)によつて l と d^*/l の関係が求められるが、 d^* は式(10)によつて時間の関数として与えられているから、これを用いて l は時間の関数として求められる。また l の時間的変化が求まれば d^*/l は時間の関数として定まるから式(11)より θ および η の時間的変化が求められる。なお Fig.1 の $\delta=0$ の場合は d^* が一定であり式(13)に相当する微分方程式は直ちに積分しうる簡単な形となる。

また工具すくい面の摩擦係数は変形の任意の段階に対して切り線場の性質⁽⁴⁾より次式で与えられる。

$$\mu = \frac{\tau_t}{\sigma_t} = \frac{\cos \eta}{1 + 2\theta + \sin 2\eta} \quad (15)$$

上式における θ および η の時間的変化は既に求まっているから、これを用いれば摩擦係数の

時間的変化も求められることになる。また式(15)および式(7)を用いれば切削始めにおけるすくい面摩擦係数 μ_0 は

$$\mu_0 = \frac{\cos 2\eta_0}{1 + \frac{\pi}{2} - 2\eta_0 + 2(\delta - \alpha) + \sin 2\eta_0} \quad (16)$$

と書ける。したがつて切削始めにおける切削抵抗を測定して初期摩擦係数 μ_0 を求めれば式(16)によつて η_0 を決定することができる。

なお以上の解析においては $\theta=0$ になつたとき、すなわち Fig.1 領域Ⅲ内の質点速度ベクトルがすくい面に平行になつたときを定常状態としているから、刃面切りくず接触長さの増加速度が零の状態で定常状態に達するわけではなく当然ある増加速度を持ちながら自然接触長さ(定常状態)に達することになる。すくい面摩擦係数についても同様であり、定常状態近くでの摩擦係数の変化は少ないが、なお有限な変化速度において定常値に達することになる。また当然のことながら $\theta=0$ において定常状態に達した後は塑性域は単に U_2 に比例した速度で相似的ぼう脹または縮小を続けるのみである。Fig.2 は理論解の例を切りくず塑性域の変化によつて示したものであり、同図(a)は $\alpha=0$ 度、 $\delta=0$ 度、 $\eta_0=5$ 度、 $l_0=0.6$ mm の場合、また同図(b)は $\alpha=-5$ 度、 $\delta=-5$ 度、 $\eta_0=5$ 度、 $l_0=0.602$ mm の場合である。なお上述とは別の解法があり付録において述べるが、得られる理論

Fig.2 Theoretical variation of slip line field with cutting time. Conditions: Cutting speed is 8 mmpm, others are indicated in the figure.

解は同一である。

3. 切削実験と二、三の問題

3.1 実験装置および実験手続き

Fig. 3 は実験装置の写真である。同図にみるように被削材は M.I.T. 型抵抗線ひずみ計式 2 次元切削動力計に保持され、フライス盤テーブルに固定される。工具は同図に示すようにフライス盤オーバーアームの端に取付けられた工具ホルダに固定され、テーブルの横送りを利用

Fig. 3 Experimental set-up

して 2 次元切削が実現される。被削材上面の傾斜角 δ は被削材を固定した動力計を同図に示すごとくアングル台上に固定し、所定の傾斜角傾けて被削材上面を仕上げるることによって得た。なお実際の切削においては剛性の点からアングル台を除いて動力計を直接テーブルに固定した。被削材端面を工具すくい面に平行に仕上げるには使用する工具の側面に大なるすくい角を付し、テーブル縦送りを利用し、同図に示す顕微鏡で観測しながら被削材端面が工具すくい面に平行になるまで微小切削を行なった。この方法により正の大すくい角の場合以外は非常によい平行性が得られる。切削は端面を仕上げた工具をその状態のままで使用し、切削開始時から十分定常状態に達したと思われるときまで切削抵抗の変化をペン書きオシログラフに記録した。切削時間はオシログラフ付属のタイムマークによつて知ることができる。なお実際の実験においてはあらかじめ十分な予備切削を行ない、すくい面に付着金属被膜を十分定着させた工具を使用した。後に詳述するがこの理由は過渡切削中のすくい面摩擦特性をできるだけ一定に保つためである。また被削材としては比較的加工硬化の少ないと考えられる鉛および 85%鉛ホワイトメタルを使用した。

3.2 実験結果および理論解との対応性

Fig. 4 は鉛を被削材とし $\alpha = 0$ 度、 $\delta = 0$ 度、 $l = 0.6$

Fig. 4 Variation of coefficient of friction with cutting time. Cutting conditions: material cut, lead; tool H.S.S. [0, 0, 5, 0, 0, 0, 0]; work surface inclination, 0 deg.; depth of cut, 0.6mm; width of cut, 5mm; cutting speed, 8mmpm; cutting fluid, dry.

(a) $\alpha = 0$ deg $\delta = 0$ deg

(b) $\alpha = -9$ deg $\delta = 0$ deg

Fig. 5 Variation of coefficient of friction with cutting time. Cutting conditions: material cut, 85% pb white metal; tool, H.S.S. [0 or -9, 0, 5, 0, 0, 0, 0]; work surface inclination, 0 deg.; depth of cut, 0.6mm; width of cut, 5mm; cutting speed, 8mmpm; cutting fluid, dry.

mm の場合のすくい面摩擦係数の時間的変化において理論解と実験値を比較したものである。同図にみるごとく若干のばらつきはあるが、大体において理論解と実験値の一致は良好であるといえる。Fig. 5 はホワイトメタル (85%鉛) を被削材とする同様な結果であるが、同図(b)

ではすくい角 -9 度を使用している。また **Fig. 6** は同じくホワイトメタルを用い $\alpha=0$ 度, $\delta=5$ 度, $l_0=0.5$ mm (同図 (a)) および $\alpha=-5$ 度, $\delta=-5$ 度, $l_0=0.5$ mm (同図 (b)) の被削材上面傾斜角のある場合である。**Fig. 5** および **Fig. 6** から明らかなごとくホワイトメタルの場合は途中までは実測点は理論曲線にかなりよく一致しているが、いずれも途中から突然一定値に達してしまい理論値より低い定常摩擦係数を示している。良く知られているようにホワイトメタルは鉛に比べ遙かに脆く、しばしばせん断型に近い切りくずを生ずる。したがってホワイトメタルの場合には $\theta=0$ の塑性学的定常状態に達する以前にある扇形域を残して巨視的滑り (gliding) ないしは破断を生ずるのではないかと考えられた。**Fig. 7** はこれを確かめるためつくられた変形過程の各段階における格子線変形写真である。**Fig. 7 (a)** は **Fig. 4** の場合, **Fig. 7 (b)** は **Fig. 5 (a)** の場合に対応している。まず **Fig. 7 (a)** 鉛の場合を見ると変形は全く塑性的に行なわれており、いかなるクラックや巨視的滑りも見られない。また同図を **Fig. 2 (a)** の場合と比較すれば前節の理論から予想された塑性域の変化が良く実現されていることがわかる。特に **Fig. 7 (a)** の格子横線の変化は **Fig. 1 (a)** の領域Ⅲから生ずる切りくずがすくい面に衝突し、右廻りに巻込まれながら接触面積が発達し、塑性域が変化してゆく状態をよく具現し

Fig. 6 Variation of coefficient of friction with cutting time. Cutting conditions are the same as in **Fig. 5** except rake angles are 5(a) and -5 (b) deg., work surface inclinations are 5(a) and -5 (b) deg.

(a) Lead

(b) White Metal

Fig. 7 Distorted grid patterns at several stages in tool engaging. Cutting conditions of (a) and (b) are the same as in **Fig. 4** and **Fig. 5 (a)**, respectively.

ている。これに対し Fig.7 (b) ホワイトメタルの場合は変形が純塑性的でなく、同図の第3段階において突然せん断面に沿う巨視的せん断滑りを生じ、この後直ちに定常な切削状態に達することが第4段階の写真より観察される。したがって先の Fig.5, Fig.6 における摩擦係数一定値への早すぎる到達はこのようなせん断滑りの機構の発生によるものと考えられるわけである。

ところで Fig.7 (b) の場合ある扇形領域を残した状態から巨視的滑りを生じ直ちに定常な切削状態になるのだから、この定常状態は当然扇形域を含んだものでなければならない。また前節の理論と塑性域の変化からすれば扇形を残した状態では定常状態となりえないから、切りくずはせん断型になることが期待される。しかるに Fig.7 (b) の第4段階にみると切りくずは流れ型でありながら、しかも同図の切りくずの刃先付近での変形は明らかに扇形領域のそれに対応している。このような状態を説明するにはもちろん別のすべり線場を考えねばならないが、一方突然の巨視的滑りの後この状態が得られたことを思えば、一般の一見流れ型に見える切削状態においても変形は必ずしも純塑性的でなく不連続な細かいせん断滑りの機構をかなり含んでいるのではないかと考えられる。実際 Fig.7 (b) の第4段階にみる格子横線の折線状態もこれに対応しているように思われる。なお Fig.7 の格子線変形は通常行なわれるように、一方の内側に刻線をほどした2枚の板を重ね合わせて同時に切削し、切りくず生成の後両者を分離してえたものである。したがって Fig.7 の状態は切削幅の中央の状態であり、切削幅の両端では完全なせん断型で切りくず全体としてもかなり割れ目の多い連続型であつたことを付記する。

3.3 すくい面摩擦係数と理論の修正

切削工具すくい面の摩擦は表面微小アスペリティの単なる接着破断のみを含む通常の摩擦状態と異なり、試表面下に巨視的塑性流れを伴っている。したがってすくい面の摩擦特性は切りくず内塑性域の境界として塑性力学的応力の境界条件をみたと同時に塑性条件からくる制約を強く受けるものとして考えねばならない。単純なクーロン摩擦法則の代わりに M.C.Shaw が提案した式(5)のすくい面摩擦法則はこの意味できわめて合理的である。第2節における解析ではこの摩擦特性を利用し、切削始めおよび過渡状態でのすくい面摩擦はこの特性に従うものとして扱ってきた。ところで変形過程ではともかく切削始めにおいては Fig.1 のごとき塑性域の形状は多少のゆがみは伴つても確かであると思われるし、加工硬化や脆性の影響もないはずである。したがって過渡状

態において式(5)の特性が保持されるならば α, δ による任意の初期状態に対しても当然この摩擦特性は適用するはずである。

いま α, δ の一般の組合せの初期状態に対し式(5)の特性を式(6)で書く。つぎにある特定の α_1, δ_1 の組合せの初期状態に対して θ_0, η_0 が得られたとすれば式(7)および式(8)と同じ式が得られる。したがってすべての初期摩擦状態が式(5)の単一特性曲線で整理できるとすれば式(6)および式(8)を連立して式(9)と同じく次式が得られる。

$$\theta = -\frac{1}{2}(1 + \sin 2\eta) + \frac{1 + \frac{\pi}{2} - 2\eta_0 + 2\delta_1 - 2\alpha_1 + \sin 2\eta_0}{2 \log(1 - \cos 2\eta_0)} \cdot \log(1 - \cos 2\eta) \quad (17)$$

上式は式(5)の摩擦特性曲線上の2点を用いて得たものであるから式(5)の内容と同一意義を持つている。すなわち α_1, δ_1 の組合せにおいて初期摩擦係数 μ_0 を実測して式(16)から η_0 を求めて式(17)右辺第2項の係数を決定するとき、式(17)の与える θ, η の関係曲線は式(5)の特性と同じものをあらわすことになる。したがって他の任意の α, δ の組合せに対し実測される初期摩擦係数から式(16)および式(7)を用いて計算される θ, η の組が式(17)の与える特性曲線上にあれば、初期摩擦係数 μ_0 は α, δ のいかにかわらず式(5)の単一摩擦特性曲線に支配されることになる。Fig.8 は各種の α, δ の組合せに対しこれを検討したものであり、

Fig.8 Friction characteristics on rake face at beginning stage of tool engaging. Cutting conditions are the same as in Fig.5.

実験の性質上ばらつきは見られるが全体としてかなり狭い幅のなかに実験値は集まっているといえる。同図の3本の特性曲線は $\alpha_1 = 0$ 度, $\delta_1 = 0$ 度において左側からおのの $\eta_0 = 5, 6, 7$ 度として式 (17) の右辺第2項の係数を定めたものである。いま実験点の幅の中央 $\eta_0 = 6$ 度の場合をとれば初期摩擦係数はすくい角, 被削材上面傾斜角のいかにかわらず, 大略次式の摩擦特性曲線に支配されるといえる。

$$\theta = -\frac{1}{2}(1 + \sin 2\eta) + 0.3365 \log(1 - \cos 2\eta) \quad (18)$$

また式 (18) の特性および式 (7), 式 (15) を用いて $\delta = 0$ の場合の初期摩擦係数のすくい角による変化を求めれば Fig. 9 の実線のごとくなる。

Fig. 9 Variation of coefficient of friction with rake angle.

ところで $\delta = 0$ の通常切削における定常状態のすくい面摩擦係数は本報告の実験のような切削温度の問題にならない極低速の場合でもすくい角によつて著しく変化することが知られている。本報告の場合, 先に Fig. 2 に示した塑性域変化は原理的に正しいとしても実際の変形に対しては単純すぎるし, 単一摩擦特性の導入や加工硬化を考慮していないなどの問題もあり, 直ちに定常状態の摩擦係数を論議するのはいささか乱暴とも思われるが, 以下に若干の定性的推測を加えてみる。前節における解析では過渡状態中も切削始めと同じ摩擦特性曲線に支配されるとして扱ってきた (ただし Fig. 4, Fig. 5, Fig. 6 の理論曲線は式 (18) の特性上の点ではなく実測された η_0 の値を用いて計算されている)。そして Fig. 2 の塑性域変化に基づいて $\theta = 0$ のときを定常状態としている。したがつて式 (18) の特性に基づく限り α および δ のいかにかわらず定常状態における η の値は

Fig. 8 における横軸との交点, すなわち $\eta = 13.8$ 度でなければならない。したがつて式 (15) において $\theta = 0$ において得られる定常状態の摩擦係数 $\mu = 0.606$ は α, δ に無関係な一定値となる。しかし一般の場合には Fig. 7 (b) に示したように必ずしも $\theta = 0$ の定常状態に到達するとは限らず, それ以前に脆性の影響を受けて巨視的滑りを生じ θ が残留したままで定常切削状態に達するから, このときの摩擦係数は $\theta = 0$ における理論値より小となると考えられる。また極低速切削においてはすくい角が小なるほど切りくずはせん断式的傾向を帯びるから, すくい角が小なるほど大なる扇形角 θ を余して巨視的滑りが生ずると考えれば式 (15) よりすくい角による定常状態の摩擦係数の変化を定性的に説明しうる。Fig. 9 の点線および破線はこれを模型的に示したものである。

ところで式 (18) の特性曲線はいずれにしてもホワイトメタル切削において実現しうる摩擦係数の上限が $\mu = 0.606$ であり, これ以上の値をとり得ないことを意味する。しかし実際には高すくい角の工具に対し 0.7 以上の摩擦係数はしばしば経験される。この原因としては Fig. 2 の塑性域変化が単純に過ぎることもあげられるが, いま一つの原因として過渡状態中における摩擦特性の変化が考えられる。第2節における解析の要点は Fig. 10 (a) に示すごとく一本の特性曲線に沿つて A 点の切削始めの状態から B 点の定常状態に達するとするものであつた。またこれを θ, η の変化で示せば同図 (b) のごとく

Fig. 10 Variation of friction characteristics on rake face in tool-engaging process.

なる。したがって α, δ の任意の組合せによつて A 点から出発しようが, A' 点から始まろうが, 理論上の最終摩擦状態はすべて B 点になってしまう。しかし過渡状態の途中で特性が次第に高摩擦を与えるものに変つてくれば最終状態の摩擦係数は $\mu = 1$ まで実現可能となる。いまこれを応力状態の変化で示せば Fig. 10 (a) の点線のごとく変化し, B 点より高摩擦係数を与える B' 点が最終状態となる。また θ, η の変化で示せば同図 (b) の点線のごとく変化し, $\theta = 0$ における η は B' 点になり B 点のそれより小となる。またこの場合特に重要なのは $\theta = 0$ に達するまでの経過時間における相違である。Fig. 10 (c) は $\alpha = 0, \delta = 0$ における摩擦係数の時間的変化的理論曲線を各種の摩擦特性に基づいて求めたものである。同図にあきらかなごとく最終状態において高摩擦係数を与える特性では最終状態までの経過時間は著しく長い。しかし低い摩擦特性, たとえば $\eta_0 = 7$ 度程度から切削が始まり最終状態近くで $\eta_0 = 2$ 度の特性になる場合を考えれば同図の点線のごとく摩擦係数は変化し, 始めから $\eta_0 = 2$ 度の曲線をたどるよりはるかに早く最終状態に達する。高すくい角の場合高摩擦係数が得られるのは残留扇形角 θ が小なると同時に, このような摩擦特性の変化も含まれているのではないかと考えられる。さきに述べたごとく本報告の実験の場合には過渡状態における摩擦特性を一定に保つ目的から, 実験に先立ち予備切削を行なつて十分な付着金属をすくい面に定着せしめた。この方法は明らかに顕著な効果を示したが, 実際にはやはり摩擦特性の過渡状態を考慮することが必要のように思われる。たとえば Fig. 4, Fig. 5, Fig. 6 における摩擦係数の実測値をみると, いずれも途中から理論値を上回る傾向をみせている。せん断滑りの発生のためいずれも途中から突然一定となつて先の方はわからないが, この傾向は Fig. 10 (c) の点線の変化と一致しているように思われる。一般のフライス切削における過渡状態, 特に切削温度の過渡的变化, 切削油剤の影響を問題とせねばならぬ場合には摩擦特性の変化を考慮した解析は必ず必要であり, 今後更に研究を重ねたいと考える。

3.4 せん断型切りくずにおける塑性変形

さきに Fig. 7 (b) に関して述べたごとく一般の極低速の定常切削状態においては $\theta = 0$ すなわち Lee-Shaffer のすべり線場⁷⁾に対応した状態に到達しているとは考えられない。この場合巨視的滑りが発生するときの残留扇形角 θ が小であればすべり線場の適当な変化によつて流れ型の切削状態が実現するが, 被削材脆性が大あるいはすくい角が著しく負である場合には大なる残留扇形域を残して破断滑りが生じ, 切りくずはせん断型になると

Fig. 11 Discontinuous chip formation and slip line field.

考えられる。せん断型と流れ型の間には多くの中間的な形態が存在しているが, いま Fig. 11 (a) に示すごとく切りくずが完全に分断してしまう場合のみを考える。同図において工具先端が破断面 AB に食込んでゆくごく初期の状態については E. H. Lee⁷⁾ の塑性学的取扱がある。Lee の解はくさび込みにおける R. Hill¹⁾ の解と同様な擬似定常流れの問題として扱つたものであり, 塑性域の相似性が実際に保たれるかどうか疑義があるが, 問題の困難さはむしろ Lee が指摘するごとくつぎの点にある。すなわち切削が進行し塑性域が拡大して AB の約半分に達すると被削材上面 (BC) の影響を受けて突然塑性域は BC 面にまたがる大領域に拡大されてしまうことである。工具先端が先にエンゲイジする一般のエンゲイジ問題の困難さもこの点にあり, R. Hill¹⁾ が解いた押込み硬度の問題のように適当な対称性がなければ簡単には解きえない。しかし Fig. 11 (b) のごとく工具すくい角が負で破断面のせん断角が小なる場合はこの影響は少なく, 塑性域の上端が E 点に達するまでは本報告の解析における $\delta > 0$ の場合の問題, E 点に達してから後は $\delta = 0$ の場合の問題としてごく近似的には解けるのではないかと考えられる。たとえば Fig. 11 (b) に示すごとく塑性域が被削材上面を含むものに拡大したときを考えると, このときの状態は実際の切りくず変形をみれば直ちにわかるが, Fig. 1 (b) の中間の場合と類似のすべり線場を持つている。したがつてこの後の塑性域および切りくず変形の変化は Fig. 2 (a) および Fig. 7 の場合におのおの対応すると考えられる。Fig. 12 は Fig. 11 (b) のごとき場合に生ずるせん断型切りくずの写真であり, 同図の格子線変形特に格子横線の変形は Fig. 7 (a) のそれに全く対応

Fig. 12 Distorted grid lines in discontinuous chip.

Cutting conditions : material cut, soft copper ; tool, H.S.S [-10, 0, 5, 0, 0, 0, 0] ; depth of cut, 0.3 mm ; width of cut, 4 mm ; cutting speed, 198 mm/min ; cutting fluid, cc 14.

していることが明らかである。なお切りくずが分断されない流れ型との中間的形態では一度滑った切りくず片は再び熔着し、すくい面からの切削力を伝達しようようになる。このような機構は複雑で手に負えないが、Fig. 7 (b) の場合はこのような状態で滑りの間隔の著しく狭まったものといえるのではないかとと思われる。

4. 結 論

1. 切削温度の問題にならない極低速において工具すくい面と被削材端面が平行にエンゲイジする場合の過渡的切削状態を塑性学的に解析した。解析は切削厚さが一定の場合および切削厚さが直線的に変化する場合を含むが、いずれの場合も解析結果と実験との一致はほぼ良好であった。
2. 延性の大きな鉛を被削材とする場合、切削状態の実際変化は扇形すべり線領域が消失する理論定常状態近くまで理論に追従する。しかし脆性の大きなホワイトメタルを被削材とする場合にはある扇形角を余した状態から突然脆性的滑りを生じ、その後直ちに切削は定常状態に達する。この定常切削状態における切りくずは一見流れ型であるが、実際には扇形領域を含んだ塑性場による塑性変形と脆性的なせん断滑りの機構を同時に含んだ切削機構になっているのではないかと考えられる。
3. 極低速乾切削の場合、切始めにおけるすくい面摩擦係数は定常切削状態におけると同じく、すくい角、被削材上面傾斜角によつて変化するが、この変化はほぼ一定の摩擦特性に支配される変化である。
4. 極低速乾切削の場合、切削厚さ一定の定常切削状態においてすくい面摩擦係数がすくい角によつて変化するの、すくい角が小なるほど切りくずはせん

断型的傾向をおび残留扇形域が大きく、この結果すくい面摩擦係数は小なる値をとるためではないかと考えられる。

5. 本報告の解析では過渡切削状態中すくい面摩擦は一定の摩擦特性に従つて変化するとして扱ったが、実際にはすくい面にあらかじめ十分な付着金属膜を定着せしめた場合でも過渡状態中の摩擦特性は変化するのではないかと考えられる。今後この点を考慮して解析を修正したい。
6. せん断型切りくずにおける塑性変形は本報告の過渡切削状態における切りくず変形と全く同質であり、ある扇形領域を余して脆性的滑りが生じ巨視的破断面があらわれた場合とみることができ。特に工具すくい角が負であり破断面のせん断角が十分小なる場合には本報告におけると同様の手法で解析できるのでないかと考えられる。

(1963, 5月28日受付)

5. 謝 辞

本報告の諸実験には北海道大学精密工学科第2回卒業生、奈良伸一、沼武良両氏（現富士電機および日立製作所勤務）の助力をえた。記して感謝の意を表する。

引用文献

- 1) R.Hill, E.H. Lee & S.J. Tupper : The Theory of Wedge Indentation of Ductile Materials, Proc. Roy. Soc. London (A), Vol. 188 (1947) 273.
- 2) 奥島啓式, 人見勝人 : 金属切削における過渡現象について, 機械学会論文集, 26巻 169号 (1960) 1216.
- 3) M.C. Shaw & R.S. Sanghani : Cutting Characteristics with Variable Undeformed Chip Thickness, CIRP Annalen, Springer Verlag, Berlin, 1963.
- 4) 白井英治, 菊地千之 : 接触面積拘束工具の切削性の研究(第1報), 精密機械, 29巻 6号(1963).
- 5) I. Finnie & M.C. Shaw : The Friction Process in Metal Cutting, Trans. ASME, Vol. 78 (1956) 1649.
- 6) E.H. Lee & B.W. Shaffer : The Theory of Plasticity Applied to a Problem of Machining, J. App. Mech., Vol. 73 (1951) 405.
- 7) E.H. Lee : A Plastic-Flow Problem arising in the Theory of Discontinuous Machining, Trans. ASME, Vol. 76 (1954) 189.
- 8) R.Hill : A Theoretical Investigation of Effect of Specimen Size in the Measurement of Hardness, Philosophical Magazine, Vol. 7 (1950) 745.

付 録

本報告における解析では切削速度ベクトル U_o を U_1 と U_2 の2成分に分解する方法をとつたが、分解しないでも解くことができる。すなわち Fig. 13 に示すごとく工

Fig. 13 Slip line field in tool engaging process.

具先端での切込み d_o および塑性域上端での切込み d^{**} を定義すれば d_o は切削時間に比例して増大するから、これを用いて式(4)のすべり線場の幾何学的関係を書き直せば良い。この場合結局つぎの基礎方程式を連立し

て解く問題となる。

$$\frac{dl}{dt} = U_o \frac{\sin(\theta + \eta + \alpha)}{\cos \eta} + U_o \tan \delta \left(\frac{l}{d^{**}} \right)$$

$$d^{**} = d(1 + \tan \alpha \tan \delta) + l \tan \delta \left\{ \sqrt{2} \cos \eta \sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta + \eta + \alpha \right) - \sin \alpha \right\}$$

$$\frac{d_o}{l} = \frac{\cos \alpha - \sqrt{2} \cos \eta \left\{ \tan \delta \sin \left(\frac{\pi}{4} + \theta + \eta \right) + \cos \left(\frac{\pi}{4} + \theta + \eta + \alpha \right) \right\} + \tan \delta \sin \alpha}{1 + \tan \alpha \tan \delta}$$

$$\theta = -\frac{1}{2}(1 + \sin 2\eta) + \frac{1 + \frac{\pi}{2} - 2\eta_o - 2\alpha + 2\delta + \sin 2\eta_o}{2 \log(1 - \cos 2\eta_o)}$$

$$\log(1 - \cos 2\eta)$$

$$d_o = l_o \cos \alpha + (U_o \tan \delta) t$$

この解法による解は本文中に述べた理論解と一致する。